第 42 卷 第 1 期
2025 年 2 月

应 用 力 学 学 报
Chinese Journal of Applied Mechanics

Vol. 42 No. 1
Feb. 2025

DOI:10.11776/j.issn.1000-4939.2025.01.003

# 某验证机角隅分离数值计算及优化

魏自言,李杰,杨钊

(西北工业大学航空学院,710072 西安)

**摘 要**:飞机部件结合处易诱导产生角隅流动结构,尤其对于 T 型垂尾飞机,在小侧滑角状态下产生角隅流动产生分离可能导致飞机航向静不安定。利用基于二次本构关系(quadratic constitutive relation,QCR)的 $k$-$\omega$ SST 方法针对 Rood 翼型标模进行计算以验证 $k$-$\omega$ SST-QCR 方法计算精度,并对某验证机平垂尾结合处的角隅分离进行整流,抑制其由于平尾及垂尾的边界层在结合处交汇后复杂的相互作用所引起的流动分离,使平垂尾结合处在小侧滑角状态下无分离流动。结果表明垂尾背风面的分离流动是航向静不安定的主要原因,通过对平垂尾结合处采用整流锥修型,显著抑制了角隅流动分离,使其在小侧滑角状态恢复航向静安定。

**关键词**:角隅分离;二次本构关系;翼身结合;流动控制;航向静安定

**中图分类号**:V211 **文献标志码**:A **文章编号**:1000-4939(2025)01-0029-11

# Numerical simulation and optimization of junction separation for a verification aircraft

WEI Ziyan,LI Jie,YANG Zhao

(School of Aeronautics,Northwestern Polytechnical University,710072 Xi'an,China)

**Abstract**:The junction flow separation structure can be induced at the junction of aircraft components. Especially for a T-type tail aircraft,the junction separation flow may lead to directional instability under small sideslip angle. The $k$-$\omega$ SST-QCR method is used to analyze the corner separation at the T-type tail junction of a verify aircraft,and to suppress the flow separation caused by the complex interaction of the boundary layer. Results show the separation flow on the leeward side of the vertical tail causes the directional instability. The corner flow separation can be suppressed by using the fairing cone at the junction,so that the aircraft can maintain the directional stability at a small sideslip angle.

**Key words**:junction separation;QCR;wing/body junction;flow control;directional stability

角隅分离流动广泛存在于生活常见的各种流动中,如涡轮、压气机、机翼、桥梁及电子设备的散热器等都存在角隅流动。而角隅流动是由于上游边界层与障碍物碰撞会产生较为复杂的三维分离流动。角隅流动通常会发生在边界层流过所附着在平面上突出的障碍物时,这种现象不仅会发生在钝体障碍物

**收稿日期**:2022-12-19
**基金项目**:国家自然科学基金资助项目(No.11972304;91952302)
**通信作者**:李杰,教授。E-mail:lijieruihao@nwpu.edu.cm
**引用格式**:魏自言,李杰,杨钊.某验证机角隅分离数值计算及优化[J].应用力学学报,2025,42(1):29-39.
WEI Ziyan,LI Jie,YANG Zhao. Numerical simulation and optimization of junction separation for a verification aircraft[J]. Chinese journal of applied mechanics,2025,42(1):29-39.

处,流线型障碍物也会产生此类物理现象。这是由于障碍物所导致的压力梯度突然变化及障碍物马蹄涡分离所导致的三维效应引起的。除了在极低的雷诺数下,无论层流边界层还是湍流边界层,其在极宽的雷诺数范围内均易产生[1]。

对于飞行器而言,角隅流动一般会发生在翼身、短舱-机翼及平垂尾等部件结合处(因此角隅流动也称结合区流动),流动会摇摆或拍打连接部件,影响飞机部件的使用安全,同时结合处也会产生额外的干扰阻力,影响飞机的气动性能,严重时甚至会影响飞机纵向、横航向的安定性[1]。因此,对于类似翼身、短舱-机翼、平垂尾等结合处的设计非常重要。尤其对于层流飞机而言,其机翼、平垂尾所使用的翼型前缘半径较小,相对厚度位置相对靠后,从而更容易导致结合区的流动分离[2]。

翼身结合区的流动干扰实际上是机身边界层与机翼边界层在结合处交汇所产生的。由于两边界层的相互融合、干扰,使得结合处流动具有高度各向异性的特征,而且这种流动具有较强的非定常效应[1-2],同时,这种物理现象会随着飞行状态、机翼前缘半径等因素的改变产生较大的变化,因而这种边界层相互干扰所产生的流动非常复杂[3]。若对这种两边界层相互干扰的流动机理有较好的理解,对飞行器设计、提高飞行器的气动性能有较大帮助。

现阶段对于结合区流动的研究主要集中在前缘的空间分离点、前缘流动的双峰不稳定性、前缘马蹄涡等流动特征[2]。早期的角隅流动研究主要以实验为主。SIMPSON[4]通过前缘为3∶2的椭圆NACA0020翼段进行了风洞实验,实验表明角隅区底部平面翼段前缘马蹄涡的产生及脱落会导致其在翼段前缘区域产生低频振荡。FLEMING等[5]通过测量机翼后缘及尾迹中的速度研究了横向逆压梯度所引起的展向流动速度型。LIEN等[6]、ÖLÇMEN等[7-9]和ANDERSON等[10]为研究近壁面湍流的各向异性,在实验中测量了驻点处的强横流。

对于角隅分离流动,尤其是后缘位置的分离流动的研究目前相对较少,其由两边界层相互干扰所产生的角隅分离流动属于第二类二次流[1],其流动具有极强的各向异性,对于一般的RANS方法,尤其是基于线型涡黏模型的S-A(Spalart-Allmaras)模型、SST模型等在工程领域较为常用的方法,虽然在干扰区以外的区域对流动的求解具备很好的精度,但是在马蹄涡系影响范围内,尤其是分离区域几乎很难得到较为理想的结果。

由于缺少了非线性项,使得所求得的分离区域较实验偏离大,包括对于其他类型流动细节捕捉相对较好的SST模型,分离大小与分离位置偏差最大可达100%[2]。APSLEY等[11]使用12个湍流模型对翼身结合处进行了数值模拟,计算所用的12个湍流模型都没能很好地捕捉到分离位置、分离大小,甚至部分模型对前缘鞍点及马蹄涡结构也不能很好地捕捉。PARNEIX等[12]利用V2F模型对翼身角隅流动进行了数值模拟,捕捉到了三维分离线、前缘马蹄涡及其强度,但未能成功捕捉到结合区的分离流动。LIEN等[6]发展了改进的V2F方法对翼身角隅分离进行了计算,虽然成功地捕捉到了分离,但是并未能得到正确的分离位置及大小。

而由于缺少对结合区流动分离的充分理解,并且现阶段常用的基于线性涡黏假设的湍流模型对结合区分离流动捕捉精度不足,自2016年以来,NASA开展了一系列的针对翼身干扰在后缘处产生角隅分离流动的研究[13-17]。一方面是为了研究角隅区的流动特征,另一方面也是为了形成计算流体力学(computational fluid dynamics,CFD)标准算例以评判现阶段的CFD技术是否具备了更高的求解精度,尤其对雷诺应力等流动细节进行了实验,使其有了更多可评估量,同时有了更为明确的提升、改进方向。

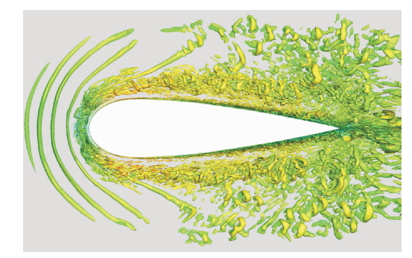


图1 结合区流动

Fig. 1 Junction flow

为了探究结合区分离流动对某验证机航向静安定性的影响原因及改进措施,文章首先介绍了结合区流动的复杂性及现阶段工程应用较为成熟的RANS方法对结合区流动捕捉的不足;之后使用 $k$-$\omega$ SST-QCR方法对结合区流动的捕捉精度进行验证。文章针对以Rood命名的Rood标模[1]进行计算并与实验结果进行对比验证,同时采用该湍流模型对验证机小迎角、不同侧滑角状态进行计算并与风洞实验进行对比,验证方法的可靠性并推测导致航向不安定现象的原因。最后通过整流锥流动控制方法对其平垂尾结合区进行流动控制,抑制结合区流动分离以分

析导致航向静不安定现象的原因并给出改进措施。

## 1 数值方法

### 1.1 有限体积法及空间时间离散方法

以 $\Omega$ 代表任意有限控制体,对应的边界面为 $\boldsymbol{S}$,积分形式的 N-S 方程可表示为

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_{\Omega}\boldsymbol{Q}\mathrm{d}\Omega+\iint_{S}\boldsymbol{F}\mathrm{d}\boldsymbol{S}=\iint_{S}\boldsymbol{F}^{\mathrm{V}}\mathrm{d}\boldsymbol{S} \tag{1}$$

其中:$\boldsymbol{Q}$ 为守恒变量;$\boldsymbol{F}$ 为无黏通量;$\boldsymbol{F}^{\mathrm{V}}$ 为黏性通量,具体为

$$\boldsymbol{F}=\begin{bmatrix}\rho u & \rho v & \rho w\\ \rho uu+p & \rho uv & \rho uw\\ \rho vu & \rho vv+p & \rho vw\\ \rho wu & \rho wv & \rho ww+p\\ \rho h_t u & \rho h_t v & \rho h_t w\end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{F}^{\mathrm{V}}=\begin{bmatrix}0 & 0 & 0\\ \tau_{xx} & \tau_{yx} & \tau_{zx}\\ \tau_{xy} & \tau_{yy} & \tau_{zy}\\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \tau_{zz}\\ \varphi_x & \varphi_y & \varphi_z\end{bmatrix},\ \boldsymbol{Q}=\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ \rho w\\ \rho e_t\end{bmatrix}$$

常用的空间离散格式主要包括中心格式和迎风格式两类。相对中心格式,迎风格式不需要添加人工黏性,计算稳定性更好,适用于复杂流动的数值求解。迎风格式主要分为通量矢量分裂和通量差分分裂两类。本研究对无黏项的空间离散采用通量差分分裂格式,黏性项的空间离散采用二阶中心格式。

本研究采用双时间隐式近似因子分解法进行时间推进,该方法通过虚拟时间域上的定常解获得物理时间域的非定常解,物理时间推进步长选择裕度较大,受稳定性限制相对较小。伪时间方向的子迭代方法($\tau-Ts$ 迭代)使得时间离散精度达到二阶。为了提高数值模拟方法的计算效率,应用了当地时间步长和多重网格等加速收敛措施[18-20]。

### 1.2 边界条件

本研究中主要使用远场边界条件及无滑移壁面边界条件,远场边界条件由一维 Riemann 不变量 $R^+$ 和 $R^-$ 组成,可得当地声速 $a_{\mathrm{far}}$ 和边界法向速度 $\bar{u}_{\mathrm{far}}$ 为

$$a_{\mathrm{far}}=\frac{\gamma-1}{4}(R^+-R^-),\ \bar{u}_{\mathrm{far}}=\frac{1}{2}(R^++R^-) \tag{2}$$

通过分解切向和法向速度,速度分量可表示为

$$\begin{cases}u_{\mathrm{far}}=u_{\mathrm{ref}}+\dfrac{\xi_x}{|\nabla\xi|}(\bar{u}_{\mathrm{far}}-\bar{u}_{\mathrm{ref}})\\ v_{\mathrm{far}}=v_{\mathrm{ref}}+\dfrac{\xi_y}{|\nabla\xi|}(\bar{u}_{\mathrm{far}}-\bar{u}_{\mathrm{ref}})\\ w_{\mathrm{far}}=w_{\mathrm{ref}}+\dfrac{\xi_z}{|\nabla\xi|}(\bar{u}_{\mathrm{far}}-\bar{u}_{\mathrm{ref}})\end{cases} \tag{3}$$

入流边界参考速度为自由来流速度,出流边界参考速度为边界相邻的内点速度。$\bar{u}_{\mathrm{far}}>0$ 时为出流,熵值由内点值确定;$\bar{u}_{\mathrm{far}}<0$ 时为入流,熵值由入流值确定。边界密度和压力通过熵和声速确定。

无滑移壁面边界条件定义壁面上流体速度为 0,即 $u_{\mathrm{w}}=v_{\mathrm{w}}=w_{\mathrm{w}}=0$ 。对于绝热壁面法向温度梯度为 0,即 $\partial T/\partial n=0$ 。

### 1.3 $k$-$\omega$ SST-QCR 湍流模型

由于角隅分离流动的各向异性,一般的 RANS 方法很难较好地捕捉角隅分离的位置及大小,DEVENPORT 等[21]指出 RANS 方法固有问题限制了其正确捕捉分离位置及角隅分离结构演化发展历程的能力。因而本研究所采用的湍流模型为考虑二次本构关系修正的 $k$-$\omega$ SST 模型,即 $k$-$\omega$ SST-QCR。

$k$-$\omega$ SST 守恒形式的 $k$ 方程与 $\omega$ 方程为

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j}=P-\beta^*\rho\omega k+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu+\sigma_k\mu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{4}$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_j\omega)}{\partial x_j}=\frac{\gamma}{\nu_t}P-\beta\rho\omega^2+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu+\sigma_\omega\mu_t)\frac{\partial\omega}{\partial x_j}\right]+2(1-F_1)\frac{\rho\sigma_{\omega2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial\omega}{\partial x_j} \tag{5}$$

其中:$\rho$ 为密度;$k$ 为湍动能;$\sigma_k=0.5$;湍流动力黏度 $\nu_t=\mu_t/\rho$ ;$\mu_t$ 为分子运动黏度[19]。

$$P=\boldsymbol{\tau}_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tag{6}$$

$$\boldsymbol{\tau}_{ij}=\mu_t\left(2\boldsymbol{S}_{ij}-\frac{2}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\boldsymbol{\delta}_{ij}\right)-\frac{2}{3}\rho k\boldsymbol{\delta}_{ij} \tag{7}$$

$$\boldsymbol{S}_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{8}$$

$$\mu_t=\frac{\rho a_1 k}{\max(a_1\omega,\Omega F_2)} \tag{9}$$

SPALART 等[20]提出了基于 S-A 模型的 QCR 方法,该方法对线型涡黏模型进行了调整,因而该方法

可用于使用线型涡黏假设的一系列湍流模型的修改。QCR 方法中仅对 $\boldsymbol{\tau}_{ij}$ 做修改，即

$$\boldsymbol{\tau}_{ij,\mathrm{QCR}} = \boldsymbol{\tau}_{ij} - C_{r1}(\boldsymbol{O}_{ik}\boldsymbol{\tau}_{jk} + \boldsymbol{O}_{jk}\boldsymbol{\tau}_{ik}) \tag{10}$$

$$\boldsymbol{O}_{ik} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right) \Big/ \sqrt{\frac{\partial u_m}{\partial u_n}\frac{\partial u_m}{\partial u_n}} \tag{11}$$

其中，$C_{r1} = 0.3$，而其余均未作改变。

## 2 数值方法计算验证

为验证 $k$-$\omega$ SST-QCR 方法是否适用于角隅区分离流动的捕捉，首先选取相对简单且研究相对丰富的 Rood 翼型标模进行模拟计算，验证该方法在实验状态下对简单翼身结合处分离位置、流动细节的捕捉能力及精度。后续对某验证机偏航力矩进行计算，并与实验进行对比，确保方法准确、可靠。

本研究中所有计算使用课题组发展的基于多块结构网格求解器，下文中的计算均首先采用定常计算方法，获得稳定初始流场后再进行非定常计算，非定常计算 50 个基于来流速度及特征长度的非定常周期 $\Delta T = U_\infty/L$，非定常计算的时间步为 $\Delta T/20$。其中，$U_\infty$ 为来流速度，$L$ 为特征长度（特征长度为计算雷诺数所用特征长度）。在此基础上再进行 20 个非定常周期计算，并对计算所得流场进行平均处理，获得平均流场。同样对于气动性能参数，取 20 个非定常周期进行平均。下文中的流场参数及气动特性均为平均后的结果。

### 2.1 Rood 翼身结合区计算验证

现阶段翼身结合区研究较多的模型为 Rood 标模，其由 Rood 翼型平直拉伸形成简单翼段垂直安装在平直底板组成。Rood 翼型由 NACA0020 翼型与一个 3∶2的椭圆组成，将 NACA0020 翼型前缘至最大厚度附近位置修改为 3∶2的椭圆。Rood 翼型在现阶段的研究中占据了主要地位，因 DEVENPORT 等[21]对 Rood 翼型进行了大量的实验，其实验数据丰富多样，并且实验中观察发现了较多结合区流动的典型流动特征与细节，诸如前缘区存在空间分离点、封闭的分离线及低剪切线，并且在后缘区域发现了小分离流动及鱼尾状流线。因此多数学者都根据其实验进行了诸多改进实验及数值模拟计算研究[21-25]。SIMPSON[1]指出，结合区前缘存在的分离流动属于第一类普朗特二次流，而后缘的分离流动则属于第二类普朗特二次流，其流动均具备强各向异性的特征，因此对于一般地基于线性涡黏假设的湍流模型而言，由于其缺少非线性项的固有缺陷使得其不能在该区域很好地捕捉到此类分离流动。

本研究主要针对文献[21]中所用翼身结合区模型及其实验条件进行计算，实验中所使用的 Rood 翼段标模其弦长为 305 mm，最大厚度为 71.7 mm，即最大相对厚度为 24%，高度为229 mm，该 Rood 翼段垂直插在平面底板。风洞来流速度为 27.5 m/s，并在 0°攻角及侧滑角的状态下进行实验，Rood 翼身结合区标模示意图如图 2 所示。

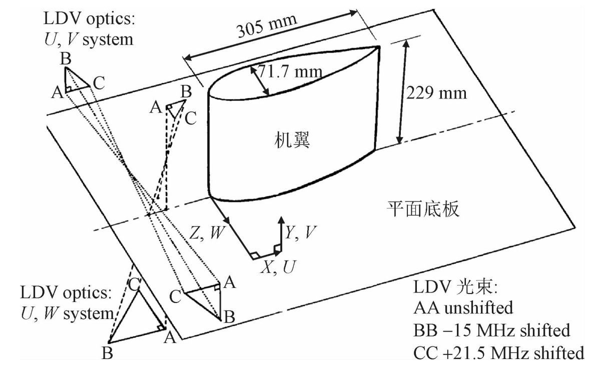



图 2 Rood 实验示意图[21]

Fig. 2 Depiction of the Rood experiment[21]

针对该 Rood 标模，基于 C 型拓扑生成 3 套多块结构化网格，其 $y^+$ 均保持在 1.0 附近。3 套网格数量分别为 260 万、630 万及 1 360 万，结合区整体网格节点分布细节如表 1 所示，密网格结合区底部平面局部图如图 3 所示。

表 1 3 套网格分布

Tab. 1 Detail of three different grids

| 网格 | 网格数 | 流向×法向×展向 | 增长率 |
|---|---|---|---|
| 粗网格 | $2.6\times10^6$ | 241×129×81 | 0.20 |
| 中网格 | $6.3\times10^6$ | 341×153×121 | 0.10 |
| 密网格 | $13.6\times10^6$ | 621×181×121 | 0.05 |

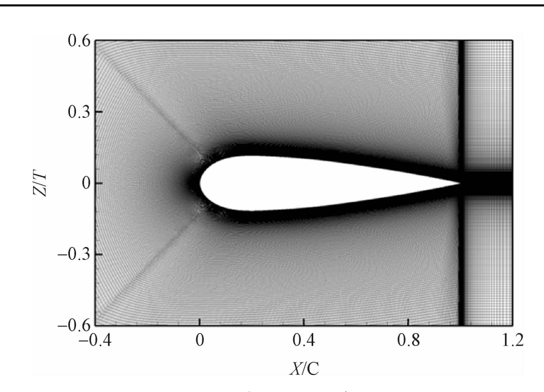



图 3 密网格示意图

Fig. 3 Depiction of the dense mesh

计算采用 $k$-$\omega$ SST-QCR 方法进行对比，以验证

计算方法及网格的适用性及计算精度。来流入口、出口位置及模型与实验[21]保持一致,进出口边界采用远场边界条件,底部平板及翼型采用无滑移壁面边界条件。

利用 $k$-$\omega$ SST-QCR 湍流模型对粗网格、中网格及密网格进行 RANS 计算并分析其能否较好地捕捉到结合区流动的空间分离点、底部平面分离线及低剪切线等结合区的典型流动特征。

首先对文献[21]中翼段的表面压力系数 $C_p$ 进行对比(图 4),可以看出,由于上述 3 套网格对于此类简单模型数量较多,并且由于计算状态为 0°迎角及 0°侧滑角,在距离底部平面有一定距离的位置上,其翼段表面流动并不复杂,即便是粗网格,机翼区域的网格也有约 260 万,因此 3 套网格计算所得到的 2 个切面位置的 $C_p$ 相差不大,与实验结果吻合较好,表明就远离底部结合区平面位置的宏观量而言,网格数量及计算方法适用于 Rood 翼身结合区模型的计算。

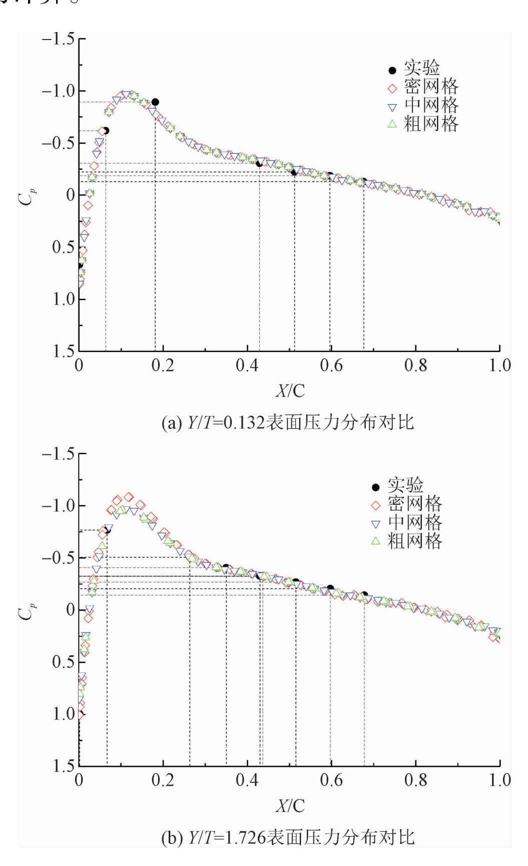



图 4　3 套网格计算所得表面 $C_p$ 与实验对比图

Fig. 4　The calculated surface $C_p$ based on three grids compared with experiment

同样也说明,$k$-$\omega$ SST-QCR 方法对于翼身结合区模型中机翼的表面压力分布捕捉较好。但为了便于捕捉到底部流动细节特征,后续分析所采用的结果均是基于密网格计算得出。

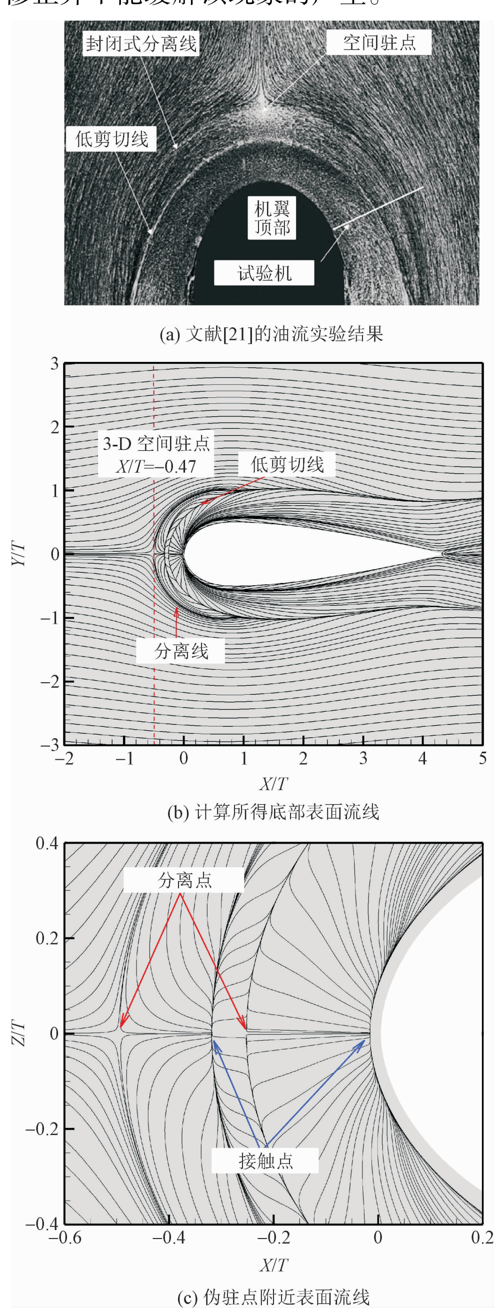
由于远离底部平面的机翼表面流动并不是翼身结合区流场最为复杂的部分,而在结合区靠近底面的前缘区域部分为结合区流动最为复杂的部分,也是其流动各向异性程度最强的部分,这个部分的流动属于第一类普朗特二次流,同时基于线性涡黏假设的湍流模型对于普朗特二次流动的模拟有很强局限性。因此需要对 Rood 翼型前缘区域流线及压力分布等流场细节进行对比,以进一步判断 $k$-$\omega$ SST-QCR 方法在结合区流动细节的捕捉能力。

首先将 $k$-$\omega$ SST-QCR 所计算得到的机翼底部流线与文献[21]的实验结果进行对比。图 5 所示分别为文献[21]的油流实验结果与 $k$-$\omega$ SST-QCR 计算的底部流线及其前缘区域放大图。通过将图 5(a)~图 5(b)进行对比可以发现,基于线性涡黏假设的 $k$-$\omega$ SST-QCR 方法可以明显看出其捕捉到空间驻点的位置在 $X/T=-0.47$,与实验结果测量所得到的位置一致,并且分离线由三维驻点位置开始向后与低剪切线相遇后闭合,与实验结果所捕捉到的特征的整体趋势也基本一致。并且 $k$-$\omega$ SST-QCR 方法计算所得到的结果也较为明确地捕捉到了前缘区域分离线后的低剪切线,其起始位置也与文献[21]较为接近。

但在前缘区域,$k$-$\omega$ SST-QCR 计算得到的底部平面表面流线在低剪切线前存在一个伪驻点,如图 5(c)所示,LEE 等[22]指出这个伪驻点是由于 $k$-$\omega$ SST 方法本身的原因所导致,而本研究使用了 QCR 修正之后对这个伪驻点并没有明显的改善。根据 LEE 等[22]的结论,这个伪驻点的存在并不对整体流场的宏观量及其他区域流动细节产生显著影响。

图 6 所示为实验结果与 $k$-$\omega$ SST-QCR 计算结果在机翼前缘区域底部压力系数分布图。由图可以看出,计算所得到的机翼前缘底部区域表面压力系数整体分布趋势及量值与实验测量得到的压力系数分布基本一致。但在文献[21]中所示的椭圆状低剪切线附近,$k$-$\omega$ SST-QCR 计算结果在该区域呈现出沿图 6 中黑色虚线所示位置的局部低压,使得压力分布等值线在低剪切线附近扭曲,而在实验中相同位置并没有明显看到这个带状低压区,并且这个带状低压区将前缘区域的高压区分成了 2 个部分,而在实验中机翼前缘仅存在一个完整的局部高压区。LEE 等[22]通过对比 6 种不同模型计算结果,包含线

性、非线性湍流模型,发现RANS模型均呈现此类现象,因而其可能是由于RANS方法的固有缺陷导致,QCR修正并不能缓解该现象的产生。




(a) 文献[21]的油流实验结果

(b) 计算所得底部表面流线

(c) 伪驻点附近表面流线

图5　实验与计算底部平面流线图

Fig. 5　The streamline at the bottom plane of the experiment and calculation

这个问题不仅出现在RANS计算结果中,根据PAIK等[23]及SRIKUMAR等[24]利用DES及wall-modelled LES计算所得到的结果均产生了相似的现象,尽管使用上述模型可以明显缓解这个问题,但其代价也相对较高。RYU等[25]通过wall-resolved LES方法计算所得到的计算结果没有呈现出低剪切线局部带状低压区,并且指出由于RANS、DES及wall-modelled LES方法在底层边界层求解时均为模化求解,因而此类模型计算所得到的表面压力分布均具有上述特征,且均可得到基本满意的流场特征及宏观量。

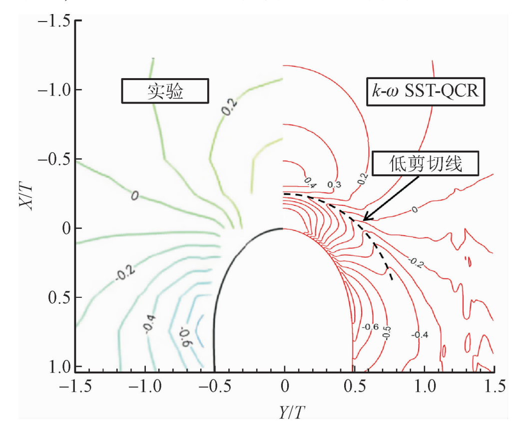



图6　计算所得底部平面表面 $C_p$ 与实验对比图

Fig. 6　The calculated bottom plane surface $C_p$ compared with experiment

此外,DEVENPORT等[21]通过观察机翼前缘对称面 $X/T=-0.02$ 附近的近壁面区域存在再附着线与分离线,在底部平面与机翼之间的拐角区域观察到一个小的二次分离区域。ALBERTS[26]使用 $k$-$\omega$ SST及wall-resolved LES都捕捉到了次级分离线,并且在wall-resolved LES模拟的结果中,还观察到第3条分离线也对应着空间中的第3角涡,而其所采用的 $k$-$\omega$ SST方法所得到的结果中未观察到的第3条线。RYU等[25]也观察到了类似的结果。本研究使用的 $k$-$\omega$ SST-QCR方法中,捕捉到了较为清晰的第3分离线(图7),表明该方法较SST模型流动细节的捕捉能力有所提升。

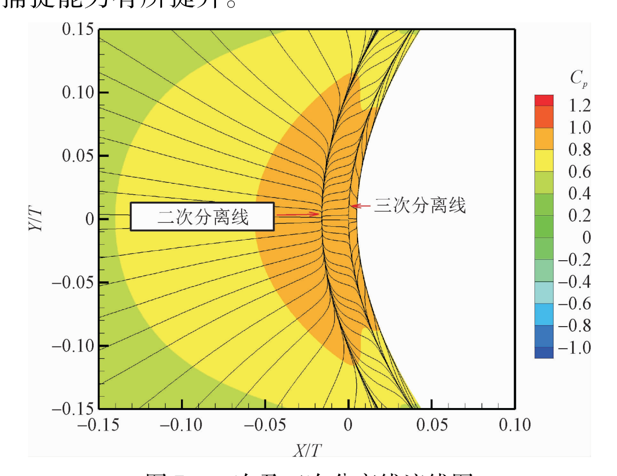



图7　二次及三次分离线流线图

Fig. 7　The streamline of the secondary and tertiary separation lines

图8所示为本研究使用 $k$-$\omega$ SST-QCR方法计算

所得到的翼身结合区在机翼后缘底部平面的流线结果。对比图 1 可以看出本研究计算所得到的后缘区域尾迹与文献[21]中所观察到尾迹呈现出相同的流动趋势,即鱼尾状流动轨迹,表明计算整体趋势较为准确。在图 8 所示的流动细节上仍然可以看出,本研究计算结果在后缘区域存在一个非常小的回流区域,并且文献[21]中指出后缘存在一个较小且不明显的分离区,如图 1 所示,表明 $k$-$\omega$ SST-QCR 方法对整体趋势及流动细节的捕捉较好。

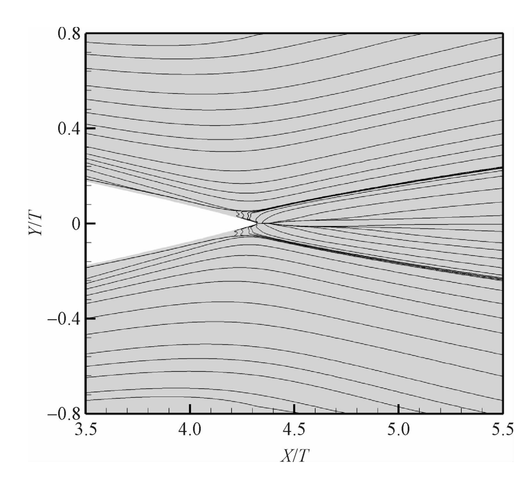



图 8　计算所得翼型后缘底部附近流线

Fig. 8　The calculated streamline at the tailing edge region at the bottom plane

综上,$k$-$\omega$ SST-QCR 方法除了由于 RANS 方法自身的缺陷使得在小范围前缘区域流动细节的捕捉仍有不足,但对翼身结合区的宏观量、整体流动趋势及结合区流动分离位置的模拟精度,在整体水平上已经较好,满足飞机设计所需宏观量及整体流动趋势捕捉的准确度要求。因此后续计算均采用 QCR 修正的 $k$-$\omega$ SST 方法进行计算。

## 2.2　验证机计算验证

对某验证机小迎角、小侧滑角状态进行风洞实验,实验在 FL-8 低速风洞进行。该低速实验中采用腹撑式天平进行测力,并对称天平测量实验来定量扣除天平装置气动外形对飞机流场和气动力的影响。实验中采用 1∶3.25 的缩比模型,来流马赫数为 0.2,基于缩比模型机翼平均气动弦长的雷诺数($Re$)约为 200 万,实验所得偏航力矩系数如图 9 所示。

从实验数据可以看出,验证机整机在小迎角、小侧滑角状态下呈现航向静不安定,但在大侧滑角状态下,飞机整体恢复航向静安定的特征。根据结合区流动分离的特点及飞机主要提供航向静安定性的部件为垂尾,结合实验数据进行分析,猜想导致航向静不安定的原因可能主要存在于平垂尾的结合处产生了结合区分离流动。

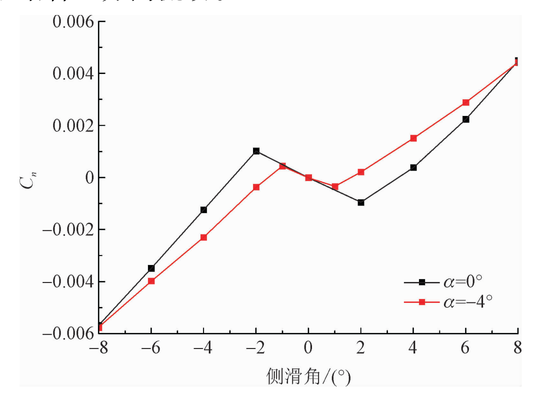



图 9　验证机偏航力矩系数曲线

Fig. 9　Yawing moment coefficient of laminar verifying aircraft

当飞机在小侧滑角飞行时,其垂尾所产生的偏航力矩系数较小,而由于平垂尾结合处产生的结合区分离流动带来的偏航力矩也同为小量,所以使得验证机在小侧滑角状态表现出航向静不安定,而当飞机进入大侧滑角飞行状态时,其垂尾所提供的偏航力矩系数较大,即便平垂尾间产生角隅分离流动结构,也不能对航向静安定性产生本质的影响,因此飞机在大侧滑角下又呈现出航向静安定的特征,这可能是导致验证机在小侧滑角状态下呈现航向静不安定的原因。其中验证机平垂尾模型如图 10 所示。



图 10　平垂尾模型

Fig. 10　Vertical and horizontal tails of experiment model

为了验证以上的初步分析,首先对实验模型进行计算,验证所使用的计算方法及网格能够满足验证机宏观量及流动细节的分析精度,并为后续分析验证机呈现航向静不安定的现象及其改进设计方案提供数据支持。

计算所使用的马赫数为 0.2、雷诺数为 200 万,与实验值保持一致。针对 0°及 −4°迎角状态下全机偏航力矩进行计算验证。全机网格采用多块结构化

网格,远场选取 ±40$L$,其中 $L$ 为飞机展长,飞机机头头部顶点位于原点处,总网格数约为 3 000 万,平垂尾部分表面网格如图 11 所示。

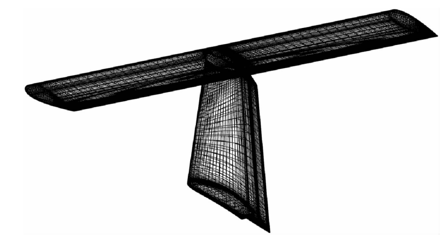


图 11 平垂尾网格示意图

Fig. 11 Depiction of vertical and horizontal tails mesh

图 12 所示为实验测量与 $k$-$\omega$ SST-QCR 计算所得偏航力矩系数对比图。从图 12 可以看出,目前使用的网格及数值方法计算得到的结果与实验结果较为吻合,可以很好地捕捉到飞机在小迎角、小侧滑角状态下航向静不安定的现象,表明当前所使用的网格与计算方法适用于该验证机整体宏观量的捕捉。

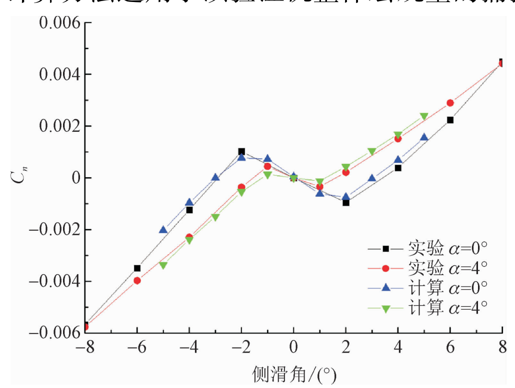



图 12 实验与计算偏航力矩系数

Fig. 12 Yawing moment coefficient of calculation and experiment

## 3 平垂尾角隅分离分析及优化

上一章对某验证机实验模型进行了计算验证,捕捉到了实验中验证机在小侧滑角状态下飞机呈现出的航向静不安定现象。为了验证上一章的猜想是否正确,需要对垂尾表面流线及 $C_p$ 进行分析。图 13 所示分别为垂尾迎风面与背风面在 0°迎角、2°侧滑角状态下的表面流线。从流线可以看出无论在垂尾的迎风面还是背风面都存在一个较大的分离区。具体导致垂尾失效的主要原因是由于背风面还是迎风面存在较大分离需要深入分析。由于迎风面的分离流动相较于背风面更容易得到抑制,因此采取尽量减弱或者彻底消除迎风面分离流动的流动控制措施对平垂尾结合区进行流动控制,这样更有利于分析导致航向静不安定的具体原因。

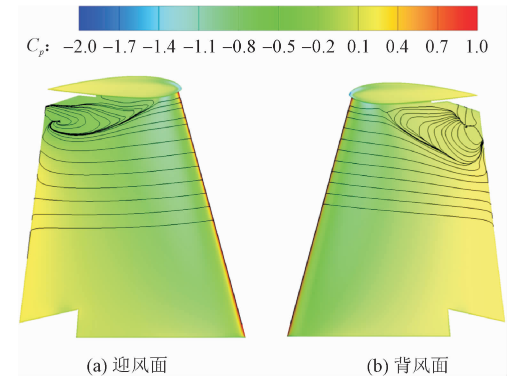



图 13 原始构型垂尾表面流线

Fig. 13 Streamline of origin vertical tail model

根据相关研究[2,27-29]中所提出的观点,角隅分离主要与边界层有关,而边界层厚度越大、能量越高,则角隅分离相对越小甚至被完全被抑制。同时由于验证机的平垂尾前方没有遮挡且平尾与垂尾两前缘位置几乎重合,使得此处的边界层厚度较薄,在边界层交汇处极易产生流动分离。依据文献[1]中所提到的整流方式,针对该验证机结合区结构可用的整流方式一般有倒角平滑过渡、尖前缘及整流锥等方法。使用倒角过渡或者尖前缘整流的方法针对该验证机平垂尾构型改动较大,而且这 2 种整流方式在迎角/侧滑范围变化较大的情况效果并不明显,因此对结合区采用整流锥以增加两边界层交汇时的厚度与能量,以减少结合区的分离大小,此种手段的流动控制措施可能会更为合适该验证机平垂尾构型。

因此选取 2 种不同半径的整流锥进行整流,其半径分别为平垂尾交界处垂尾翼型最大厚度 40% 与 80%。图 14 为 2 种整流锥构型对比图,图中 $T$ 为垂尾当地翼型的最大厚度,$C$ 为垂尾当地翼型的弦长,$R_L$ 及 $R_S$ 分别为大整流锥与小整流锥的半径,白色点线代表整流锥旋转轴,其中整流锥半径为最大厚度的 40% 及 80% 的整流锥构型分别称为小半径及大半径整流锥构型。对整流后的模型在 0°迎角,侧滑角在 ±10°的范围内进行计算,马赫数与雷诺数均与上一章保持一致。

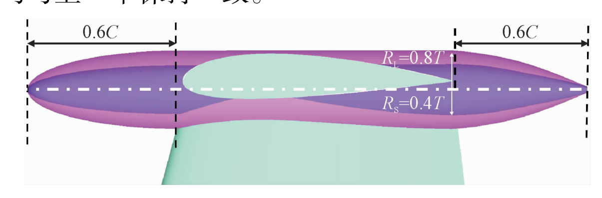



图 14 2 种整流锥模型

Fig. 14 Two different fairing cones model

图 15 所示为 2 种整流锥构型与原始构型的偏

航力矩系数对比图。可以看出半径较小的整流锥构型相比原始构型略有改善，在 0°侧滑角附近的航向安定度有较为有限的提升，但仍然在小侧滑角范围内呈现出航向静不安定，与原始构型相比没有本质区别。然而半径较大的整流锥构型则完全消除了航向静不安定的现象，在 ±10°的侧滑角范围内均能保持航向静安定。

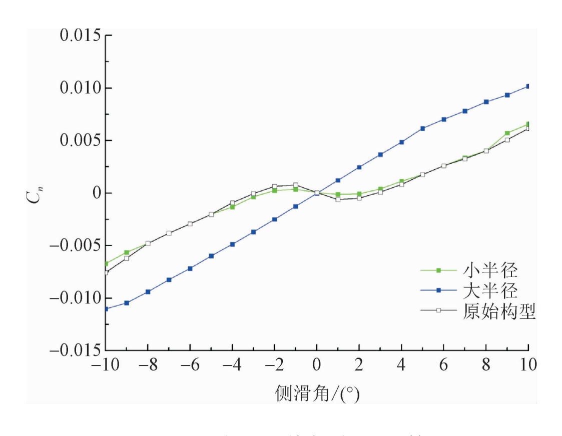



图 15　验证机偏航力矩系数

Fig. 15　The yawing moment coefficient of three different models

图 16 ~ 图 17 所示分别为小半径整流锥、大半径整流锥构型侧滑角为 2°状态下迎风面与背风面的表面 $C_p$ 及流线图。通过对比 2 种整流模型与原始构型在 2°侧滑角的状态可以发现，较小半径的整流构型，迎风面的结合区分离得到了很好的抑制，但是背风面仍然存在一个较大的分离区，使得其在小迎角、小侧滑角范围内仍然存在一个航向静不安定的区间，也由此证明了背风面的角隅分离区是导致小侧滑角状态下航向静不安定的主要原因。

并且尽管 2 个整流锥所伸出的长度一致，但是由于小半径的整流锥其半径小于垂尾最大相对厚度的一半，没有完全隔绝两边界层在结合区交汇，使得在平尾垂尾交界区域仍然存在两边界层复杂的相互作用。尤其从表面 $C_p$ 可以看出在最大厚度处，即垂尾表面流动分离的起始位置存在一个明显的高压区域(图 16b 红圈所示位置)，使得在最大厚度附近产生一个较强的逆压梯度区，从而导致了背风面角隅区域的流动分离。且背风面高压区的存在使得垂尾整体受力指向迎风面，进而导致小侧滑角状态下产生了航向静不安定。对于半径较大的整流构型，由于其直径超过了垂尾最大相对厚度，因而基本隔绝了平尾与垂尾边界层的直接相互干扰的现象，在原始构型及小半径整流锥构型中，迎风面最大厚度处出现的高压区完全得到了抑制，使得流动附着无分离。

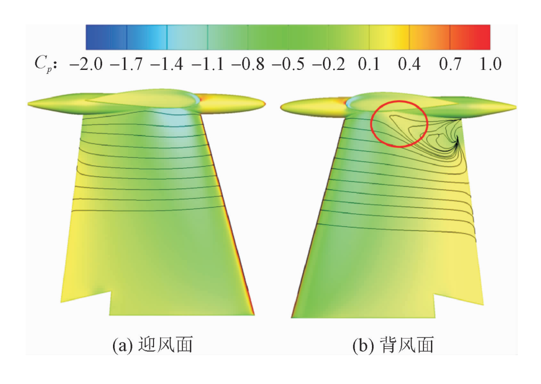



图 16　小半径整流锥表面 $C_p$ 及流线图

Fig. 16　$C_p$ and streamline of small radius fairing cone model

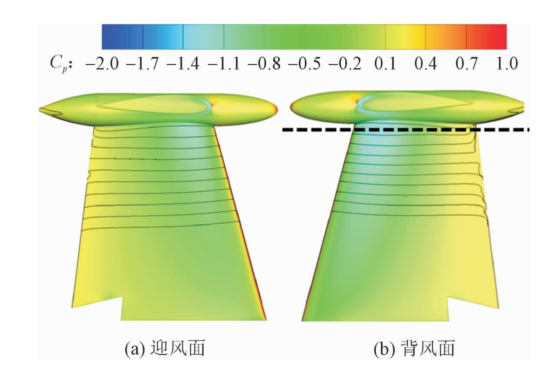



图 17　大半径整流锥表面 $C_p$ 及流线图

Fig. 17　$C_p$ and streamline of large radius fairing cone model

图 18 所示为原始构型及大整流锥构型在图 17 (b) 中虚线所示站位的速度云图。可以看出，原始构型在 40% $C$ 站位的位置分离起始，一直延续到后缘处，并且从平均流场中可以看出分离区存在 2 个涡结构，一个较小的涡结构紧临壁面位置，而另一个较大的涡则在背风面的空间中。

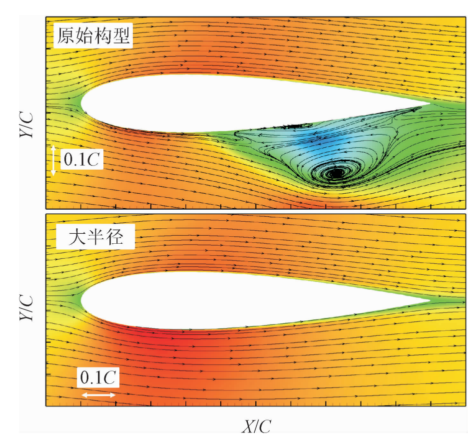



图 18　原始构型及大整流锥构型相同站位速度云图

Fig. 18　Contour of velocity at the same place of original and large fairing cone models

相反，大半径整流锥构型则完全不存在原始构

型中所表现出的涡系结构。表明大半径整流锥可以很好地抑制背风面的流动分离。而两者流场在迎风面基本类似,基本可以说明背风面的流动分离是导致航向静不安定现象产生的原因。

图19所示为2种整流构型在结合区相同站位处的表面 $C_p$ 分布曲线。可以看出较小整流锥构型其背风面由于分离的存在,产生使得在背风面较大区域卸载,迎风面加载的现象,从而导致垂尾产生航向静不安定现象。而较大整流锥构型尽管在翼型弦长40%之后迎风面与背风面 $C_p$ 分布近似,但维持住了前缘区域迎风面卸载、背风面加载的情况,因此保持了验证机小侧滑角状态下航向静安定的特征。

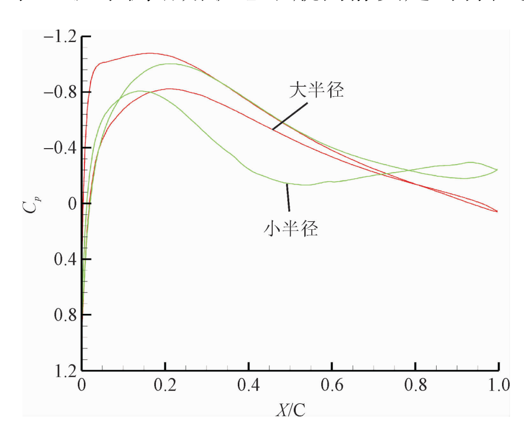



图19 2种整流模型交界处 $C_p$ 曲线

Fig. 19 $C_p$ of two fairing model at junction region

图20所示为2种整流构型与原始构型的平垂尾在0°迎角,不同侧滑角状态下的阻力特性,蓝色柱状图为大整流锥构型相较原始构型的阻力减少量占原始构型阻力的百分比。

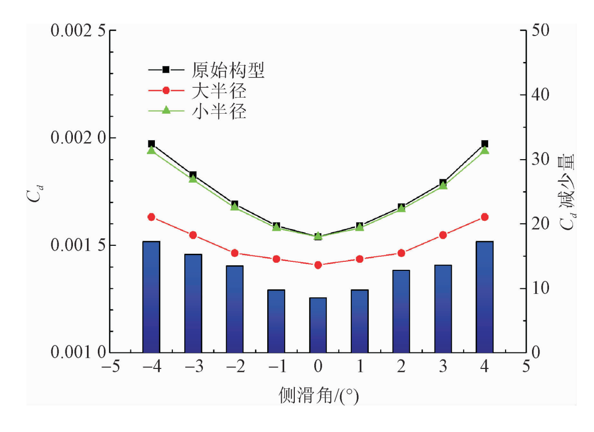



图20 不同构型阻力特性曲线

Fig. 20 Coefficients of drag calculated with different model

可以看出较小整流锥构型的阻力特性与原始构型基本一致,这可能是由于整流锥增加了部分摩擦及压差阻力,而在小整流锥构型对结合区的分离抑制效果并不明显。而大整流锥构型较原始构型阻力减少明显,0°侧滑角状态阻力减少接近9%,而在±4°侧滑角状态内,其阻力最大减少约17%。虽然大整流锥构型会带来更大的压差阻力及摩擦阻力,但是由于原始构型结合区的分离流动区域较大,使得其所带来的干扰阻力也较大,而采用较大的整流锥构型能够完全抑制结合区的分离流动,进而在整体上减少了平垂尾的阻力。

## 4 结 论

本研究通过对标准 $k$-$\omega$ SST 模型使用 QCR 修正,对 Rood 翼段结合区标模及某验证机进行了计算验证,同时根据验证机在小迎角、小侧滑角状态下存在航向静不安定的现象进行了分析及气动优化。主要结论如下。

1)通过 QCR 修正的标准的 $k$-$\omega$ SST 方法可以较好地捕捉到结合区等角隅分离流动的位置及结合区的典型流动特征,但由于 $k$-$\omega$ SST 方法固有缺陷,使得所捕捉到的伪驻点,QCR 修正并不能改善,需要采用其他湍流模型修正方法进行修正改善。

2)小迎角、小侧滑角状态下平垂尾结合区的角隅流动分离现象不仅会带来阻力增大,甚至能导致飞机航向静不安定及舵面失效的情况。采用完全抑制结合区分离流动的较大整流锥不仅能够消除飞机航向静不安定的现象,同时能够减小由于分离流动所带来的阻力。

3)垂尾背风面的角隅分离是导致垂尾提供反向偏航力矩的主要原因,通过使用可以完全包络平垂尾交接区的整流锥可以有效隔绝两边界层的相互交汇,从而抑制平垂尾两侧的角隅分离流动。

本研究通过采用2种半径大小的整流锥对结合区流动分离进行了控制研究,定性分析了整流锥对航向静不安定性改善能力,但对不同马赫数、雷诺数等参数影响下的整流锥对航向不安定性及流动分离的控制效果需要进一步分析验证。同时,由于隔离结合区两边界层需要较大的整流锥,会带来额外的阻力,而通过仅在最大相对厚度之后的区域进行整流能否有较好的流动控制效果需要进一步探究。

**参考文献:**

[1] SIMPSON R L. Junction flows[J]. Annual review of fluid mechanics,2001,33:415-443.

[2] GAND F,DECK S,BRUNET V,et al. Flow dynamics past a simplified wing body junction[J]. Physics of fluids,2010,22(11):115111.

[3] PACIORRI R,BONFIGLIOLI A,DI MASCIO A,et al. RANS simulations of a junction flow[J]. International journal of computational fluid dynamics,2005,19(2):179-189.

[4] SIMPSON R L. Aspects of turbulent boundary-layer separation[J]. Progress in aerospace sciences,1996,32(5):457-521.

[5] FLEMING J L,SIMPSON R L,COWLING J E,et al. An experimental study of a turbulent wing-body junction and wake flow[J]. Experiments in fluids,1993,14(5):366-378.

[6] LIEN F S,KALITZIN G,DURBIN P A. RANS modeling for compressible and transitional flows[C]//Proceedings of the Summer Program. Stanford, California, USA: Stanford University Press, 1998,1:1998.

[7] ÖLÇMEN M S,SIMPSON R L. Theoretical and experimental pressure-strain comparison in a pressure-driven three-dimensional turbulent boundary layer[C]//Theroretical Fluid Mechanics Conference. Reston,VA,USA:AIAA,1996:AIAA 1996-2141.

[8] ÖZCAN O,ÖLÇMEN M S. Measurements of turbulent flow behind a wing-body junction[J]. AIAA journal,1988,26(4):494-496.

[9] ÖLÇMEN S M,SIMPSON R L. Influence of wing shapes on surface pressure fluctuations at wing-body junctions[J]. AIAA journal, 1994,32(1):6-15.

[10] ANDERSON S D,EATON J K. Experimental study of a pressure-driven,three-dimensional,turbulent boundary layer[J]. AIAA journal,1987,25(8):1086-1092.

[11] APSLEY D D,LESCHZINER M A. Investigation of advanced turbulence models for the flow in a generic wing-body junction[J]. Flow turbulence and combustion,2001,67(1):25-55.

[12] PARNEIX S,DURBIN P A,BEHNIA M. Computation of 3-D turbulent boundary layers using the V2F model[J]. Flow turbulence and combustion,1998,60(1):19-46.

[13] KEGERISE M A,NEUHART D H,HANNON J A,et al. An experimental investigation of a wing-fuselage junction model in the NASA langley 14-by 22-foot subsonic wind tunnel[C]//AIAA Scitech 2019 Forum. Reston,VA,USA:AIAA,2019:AIAA 2019-0077.

[14] RUMSEY C L,AHMAD N N,CARLSON J R,et al. CFD comparisons with updated NASA juncture flow data[C]//AIAA Scitech 2021 Forum. Reston,VA,USA:AIAA,2021:AIAA 2021-1427.

[15] EISFELD B, RUMSEY C L, TOGITI V, et al. Reynolds-stress model computations of NASA juncture flow experiment[J]. AIAA journal,2022,60(3):1643-1662.

[16] RUMSEY C L. The NASA juncture flow test as a model for effective CFD/experimental collaboration[C]//2018 Applied Aerodynamics Conference. Reston,VA,USA:AIAA,2018:AIAA 2018-3319.

[17] RUMSEY C L, NEUHART D H, KEGERISE M A. The NASA juncture flow experiment: goals, progress, and preliminary testing (invited)[C]//54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Reston, VA,USA:AIAA,2016:AIAA 2016-1557.

[18] ZHANG L,LI J,MOU Y F,et al. Numerical investigation of flow around a multi-element airfoil with hybrid RANS-LES approaches based on SST model[J]. Journal of mechanics,2018,34(2):123-134.

[19] MENTER F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA journal,1994,32(8):1598-1605.

[20] SPALART P R. Strategies for turbulence modelling and simulations [J]. International journal of heat and fluid flow,2000,21(3):252-263.

[21] DEVENPORT W J,SIMPSON R L. Time-depeiident and time-averaged turbulence structure near the nose of a wing-body junction [J]. Journal of fluid mechanics,1990,210:23-55.

[22] LEE J P,CHEN J H,HSIN C Y. Study of junction flow structures with different turbulence models[J]. Journal of marine science and technology,2017,25(2):6.

[23] PAIK J,ESCAURIAZA C,SOTIROPOULOS F. On the bimodal dynamics of the turbulent horseshoe vortex system in a wing-body junction[J]. Physics of fluids,2007,19(4):045107.

[24] SRIKUMAR R,KUMAR S. LES of a novel wing/body junction:anti-fairing[D]. Delft:Delft University of Technology,2019.

[25] RYU S,EMORY M,IACCARINO G,et al. Large-eddy simulation of a wing-body junction flow[J]. AIAA journal,2016,54(3):793-804.

[26] ALBERTS J. Wall-Resolved large eddy simulation of a wing-body junction: high-fidelity data generation for data-driven turbulence modelling[D]. Delft:Delft University of Technology,2021.

[27] DANDOIS J. Improvement of corner flow prediction using the quadratic constitutive relation[J]. AIAA journal,2014,52(12):2795-2806.

[28] GESSNER F B. The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner[J]. Journal of fluid mechanics,1973,58(1):1-25.

[29] BARBER T J. An investigation of strut-wall intersection losses[J]. Journal of aircraft,1978,15(10):676-681.

（编辑　李坤璐）